

DIFFUSION DE LA LUMIERE PAR DES SUSPENSIONS DE PARTICULES ANISOTROPES—III

PARTICULES ORIENTEES PAR UN CHAMP ELECTRIQUE ET DIAGRAMMES DE DIFFUSION AUX PETITS ANGLES*

J.-C. RAVEY

Laboratoire de Biophysique, Centre de 1er Cycle, Université de Nancy 01, Faculté des Sciences,
Boulevard des Aiguillettes, 54-Nancy, France

(Reçu le 3 juillet 1972)

Résumé—Les modifications théoriques des diagrammes de diffusion de lumière aux petits angles sont étudiées lorsque les particules diffusantes sont anisotropes et soumises à un champ électrique. On s'intéresse en particulier aux disques totalement orientés autour de leur diamètre.

LA QUASI totalité des études théoriques et expérimentales concernant l'intensité diffusée par des suspensions de particules rigides orientées (soumises à l'action d'un champ électrique, par exemple) ne portent que sur des particules optiquement isotropes.

Les quelques études faites sur les particules anisotropes dans des cas plus ou moins particuliers (cf. Références de⁽¹⁾) concernent soit de très petites particules, soit des particules en forme de bâtonnet.

La majeure partie de cet article est consacrée à l'étude (théorique et numérique) des modifications des diagrammes de diffusion aux petits angles de la composante H_v , lorsqu'on soumet les particules diffusantes en suspension à l'action d'un champ électrique.

Nous considérerons plus précisément le cas des disques totalement orientés autour de l'un de leur diamètre (orientation totale par moment induit).

Nous utiliserons les relations générales et les notations présentées lors d'un précédent article (I), auxquelles nous nous référerons sans les rappeler ici, sauf exceptions.⁽¹⁾

(A) VARIATIONS DE $H_v(\theta)$ EN FONCTION DU CHAMP ÉLECTRIQUE APPLIQUÉ

Le facteur d'orientation est $p(\nu) = 1/(2\pi U) \exp(b \cos \nu + \cos^2 \nu)$, où ν est l'angle entre le champ électrique et l'axe de la particule; b est lié au moment permanent et c est lié au moment induit. Nous poserons $\mu = b^2/2 + c$, qui représente le premier terme effectif du développement en série du facteur $p(\nu)$.

— (1) Lorsque les particules ont une dimension inférieure au dixième de la longueur d'onde, le facteur d'interférence n'intervient pas, et on obtient:

(a) Lorsque le champ d'orientation est vertical: $H_v^\perp = 9/2 \delta^2 \bar{\gamma}^2 [L_2(b, c) - L_4(b, c)]$,

* Cet article constitue une partie de la thèse d'état présentée par l'auteur.

(Sciences Physiques)

indépendamment de l'angle θ . (L_{2n} sont les fonctions de Langevin généralisées d'ordre $n^{(2)}$). Aux faibles taux d'orientations, cette expression se réduit à

$$H_v^\perp = \frac{3}{5} \delta^2 \bar{\gamma}^2 \left(1 + \frac{2}{21} \mu \right).$$

Lorsque l'orientation est totale, $H_v^\perp$ devient identiquement nul.

(b) Lorsque le champ d'orientation est horizontal et fait l'angle χ avec la direction de propagation de l'onde incidente, désignant par

$$H_v^0(\chi) = \frac{9}{2} \delta^2 \bar{\gamma}^2 [\sin^2 \chi (L_2 - L_4) + \frac{1}{4} \cos^2 \chi (1 - 2L_2 + L_4)]$$

on a obtenu :

$$\begin{aligned} H_v''(\theta, \chi) = H_v^0 \left(\chi - \frac{\theta}{2} \right) \cos^2 \frac{\theta}{2} + H_v^0 \left(\chi - \frac{\theta}{2} - \frac{\pi}{2} \right) \sin^2 \frac{\theta}{2} \\ - \frac{9}{16} \delta^2 \bar{\gamma}^2 \sin \theta \sin(\theta - 2\chi) (1 - 6L_2 + 5L_4). \end{aligned}$$

Aux faibles orientations et à $\theta = 90^\circ$, l'expression se réduit à

$$H_v''(90, \chi) = \frac{3}{5} \delta^2 \bar{\gamma}^2 \left[1 + \frac{\mu}{21} (3 \cos 2\chi - 1) \right].$$

Lorsque l'orientation est totale, si la particule est allongée H_v'' devient identiquement nul. Par contre, si la particule est aplatie, on obtient :

$$(1) H_v'' = \frac{9}{8} \delta^2 \bar{\gamma}^2 \cos^2(\theta - \chi).$$

Tous ces résultats sont en accord avec les calculs de Kielich où $\theta = \chi = 90^\circ$.⁽²⁾

— (2) Lorsque les particules diffusantes ont des dimensions supérieures à quelques dixièmes de longueur d'onde, il faut faire intervenir les facteurs d'interférence, qui peuvent modifier non seulement ces valeurs d'intensité diffusée, mais aussi le sens de leurs variations.⁽³⁾

Des expressions générales ont été données dans l'article⁽¹⁾ précédent; rappelons simplement que, pour des ellipsoïdes très allongés, de grande dimension, on a la relation asymptotique très simple suivante :

$$\frac{\Delta(H_v'')}{H_v''} \rightarrow \frac{4}{15} \mu,$$

lorsque le champ E_0 est horizontal, perpendiculaire à la direction de l'onde incidente.

Lorsque E_0 est vertical, on a alors :

$$\frac{\Delta(H_v^\perp)}{H_v^\perp} \rightarrow \frac{1}{6} \mu.$$

Il n'y a pas de relation équivalente pour des ellipsoïdes très aplatis.

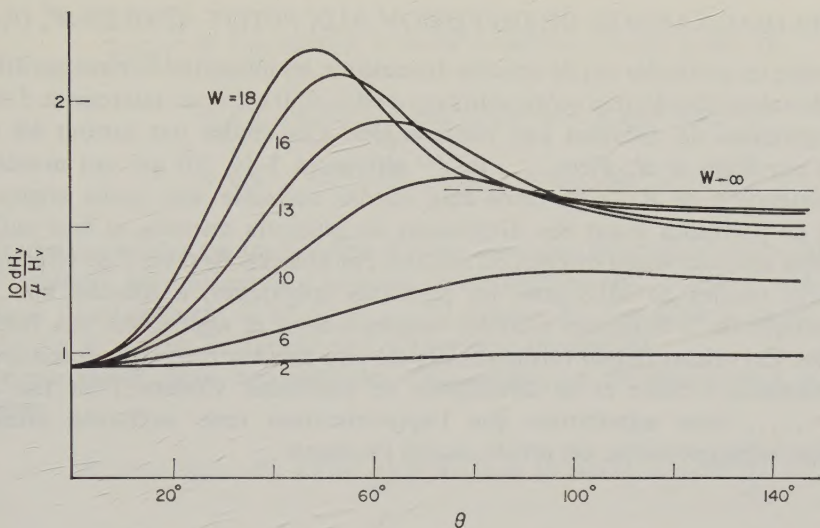


FIG. 1. Variation de la composante H_v diffusée par des bâtonnets, le champ d'orientation étant vertical, pour différentes valeurs de $w = 4\pi L/\lambda$.

Sur les Figs. 1 et 2 sont représentées les variations de

$$\frac{1}{\mu} \frac{\Delta(H_v^\perp)}{H_v^\perp} \text{ en fonction de } \theta \text{ et de la taille}$$

des particules, concernant respectivement les bâtonnets et les disques.

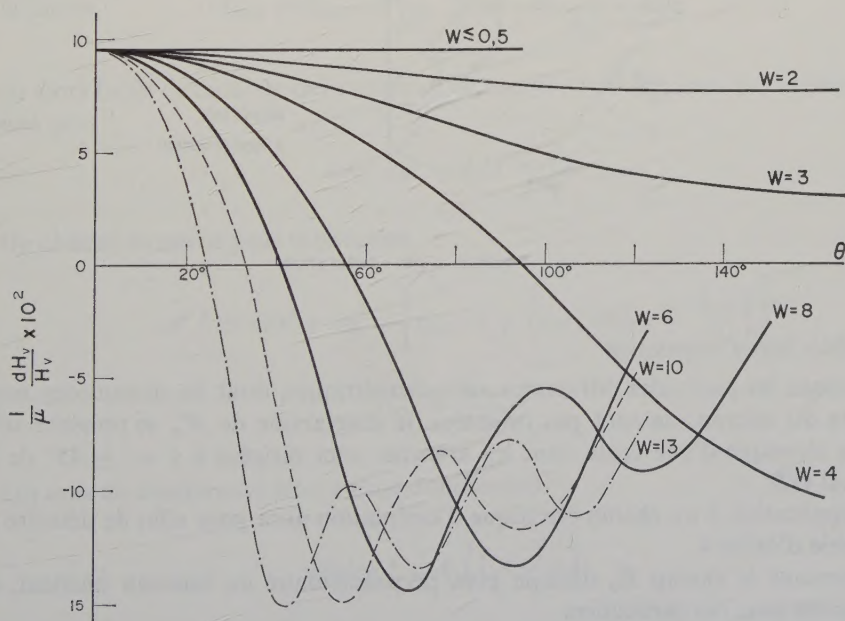
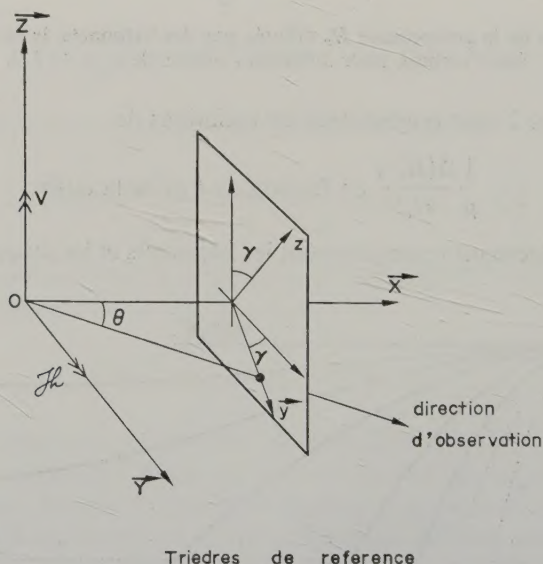


FIG. 2. Variation de la composante H_v diffusée par des disques, le champ d'orientation étant vertical, pour différentes valeurs de $w = 4\pi R/\lambda$.

(B) DIAGRAMMES DE DIFFUSION AUX PETITS ANGLES $\mathcal{H}_v(\theta, \gamma)$

Lorsque les particules ont de grandes dimensions, les intensités lumineuses diffusées n'ont de valeur appréciable qu'au voisinage de $\theta = 0$. Il est donc intéressant d'étudier les diagrammes de diffusion aux petits angles. Ces études ont surtout été développées par Stein *et al.*, Picot, . . . (cf.,⁽¹⁾ références 7-16, 20) qui ont montré que l'approximation de Rayleigh-Gans était encore utilisable aux petits angles pour l'étude de particules ayant des dimensions de plusieurs microns, si leur indice de réfraction est assez voisin de celui du solvant. Par ailleurs, Kerker,⁽⁴⁾ se référant aux équations exactes de MIE pour les particules sphériques, a effectué une étude systématique de la différence entre les valeurs exactes et approchées des intensités diffusées. Ces valeurs restent voisines, à 10 pour cent près environ, dans un relativement large domaine d'indice et de dimensions de particules. Comme l'ont fait Stein, Picot, . . . , nous admettons que l'approximation reste suffisante, ainsi que l'exemple expérimental de cet article semble l'indiquer.



I. Faibles taux d'orientation

Lorsque les particules diffusantes anisodiamétriques, dont les dimensions sont de l'ordre du micron, ne sont pas orientées, le diagramme de $\mathcal{H}_v$ se présente sous la forme classique d'une croix dont les branches sont dirigées à $\gamma = \pm 45^\circ$ de l'axe vertical OZ.

L'application d'un champ électrique d'orientation aura pour effet de détruire cette symétrie d'ordre 4.

Orientant le champ E_0 dans le plan perpendiculaire au faisceau incident, nous traiterons deux cas particuliers.

(1) E_0 est horizontal, dirigé suivant OY. Si $\mu \Delta(\mathcal{H}_v) = \Delta'(\mathcal{H}_v) - \frac{1}{3}\mathcal{H}_v$, on obtient, à l'aide des relations développées dans (I):

$$\begin{aligned}\frac{\Delta'(\mathcal{H}_v)}{9\delta^2\bar{\gamma}^2} &= I_{201}(\cos^6 \gamma + 6 \cos^2 \gamma \sin^4 \gamma - 8 \cos^4 \gamma \sin^2 \gamma) \\ &+ I_{102}(\sin^6 \gamma + 6 \cos^4 \gamma \sin^2 \gamma - 8 \cos^2 \gamma \sin^4 \gamma) \\ &+ \cos^2 \gamma \sin^2 \gamma (I_{300} \cos^2 \gamma + I_{003} \sin^2 \gamma) + \epsilon(\theta^2).\end{aligned}$$

Nous n'avons plus qu'une symétrie d'ordre 2, les axes étant évidemment **OY** et **OZ**. A θ constant, les maximums d'intensité ne se trouvent plus à $\gamma = \pm \pi/4$; de plus $\mathcal{H}_v(\gamma = 0)$ est différent de $\mathcal{H}_v(\gamma = \pm \pi/2)$ puisque I_{201} est différent de I_{102} (si $\omega = w^2 - 1 \neq 0$, w étant l'ellipticité de l'ellipsoïde de révolution).

En particulier, pour des particules quasi-sphériques, de demi-axes a , a , wa , on obtient:

$$\mathcal{H}_v(\gamma = 0) - \mathcal{H}_v\left(\gamma = \frac{\pi}{4}\right) \# \mathcal{H}_v(\gamma = 0)(\omega\mu) \left(\frac{4\pi a}{\lambda} \sin \frac{\theta}{2}\right)^2;$$

cette différence est donc du signe de $(\mu \omega)$; si l'orientation est due uniquement au moment induit, cette différence sera toujours positive.

Considérons l'expression asymptotique de l'intensité diffusée par des disques de rayon R . Utilisant les propriétés des intégrales I_{pqr} rappelées en (II), on obtient:

$$\mathcal{H}_v^d \simeq \cos^2 \gamma \sin^2 \gamma \left[I_{200} + \mu \left(I_{300} \cos^2 \gamma - \frac{I_{200}}{3} \right) \right]$$

A la limite,
$$I_{200} = I_{300} = \frac{2}{H^2}, \quad \text{où} \quad H = 4\pi R/\lambda.$$

Il est alors facile de montrer que l'angle γ_m^d correspondant aux axes du diagramme est donné par:

$$\cos^2 \gamma_m^d = \frac{1}{2}(1 + \mu).$$

On obtient de même pour le bâtonnet

$$\mathcal{H}_v^b \simeq \cos^2 \gamma \sin^2 \gamma \left[I_{002} + \mu \left(I_{003} \sin^2 \gamma - \frac{I_{002}}{3} \right) \right]$$

où
$$I_{003} \rightarrow \frac{5}{6} I_{002}.$$

Les axes du diagramme seront alors données par

$$\sin^2 \gamma_m^b = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{5}{6} \mu \right).$$

Pour un ellipsoïde quelconque, on peut donc prévoir que si le produit $(\mu \omega)$ est positif, γ_m^e sera supérieur à $\pi/4$. La Fig. 3 représente schématiquement un tel diagramme.

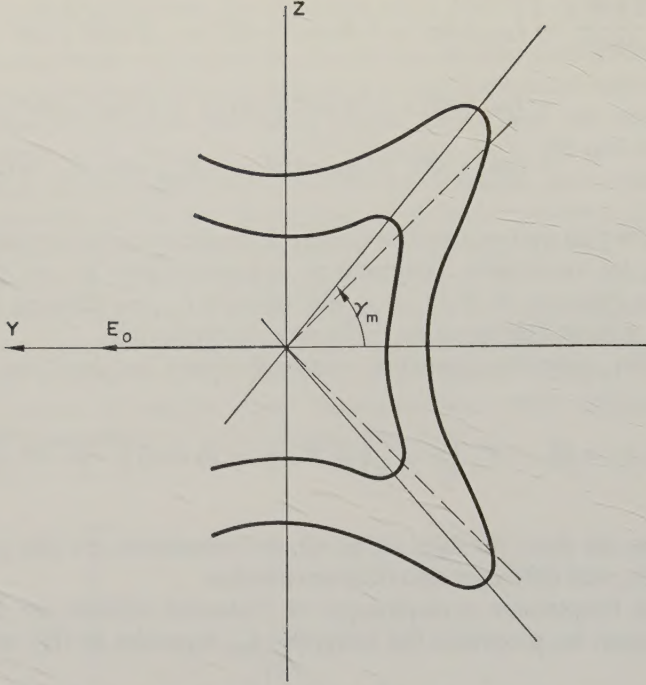


FIG. 3. Schéma du diagramme de diffusion aux petits angles $\mathcal{H}_v$ par des particules allongées faiblement orientées, le champ étant horizontal.

(2) E_0 est dirigé à 45° de OY et de OZ . On obtient alors:

$$\frac{\Delta' \mathcal{H}_v}{9\delta^2 \tilde{\gamma}^2} \simeq \frac{1}{2} (\cos^2 2\gamma - \frac{1}{4} \sin^2 2\gamma [3 \sin 2\gamma (I_{102} - I_{201}) + I_{102} + I_{201}]$$

$$+ \frac{1}{8} \sin^2 2\gamma [I_{300} + I_{003} + \sin 2\gamma (I_{003} - I_{300})] + \epsilon(\theta^2).$$

Les diagrammes de diffusion admettent alors pour axes de symétrie les bissectrices de l'angle (YOZ) .

Une branche du diagramme s'allonge, alors que l'autre se raccourcit: en effet, on montre facilement que

$$\Delta[\mathcal{H}_v(\gamma = +\pi/4)] - \Delta[\mathcal{H}_v(\gamma = -\pi/4)] \text{ est du signe de } (\mu \omega).$$

Si l'orientation se fait à l'aide du seul moment induit, la branche la plus longue sera toujours perpendiculaire à la direction du champ E_0 .

Passant aux valeurs extrêmes de ω , le comportement asymptotique de la composante lumineuse diffusée s'écrit alors:

$$\text{---pour le bâtonnet: } \begin{cases} \frac{1}{\mu} \frac{\Delta \mathcal{H}_v(-\pi/4)}{\mathcal{H}_v} \rightarrow -\frac{1}{3} \\ \frac{1}{\mu} \frac{\Delta \mathcal{H}_v(-\pi/4)}{\mathcal{H}_v} = +\frac{1}{2}. \end{cases}$$

—pour le disque:
$$\begin{cases} \frac{1}{\mu} \frac{\Delta \mathcal{H}_v(-\pi/4)}{\mathcal{H}_v} \rightarrow +\frac{2}{3} \\ \frac{1}{\mu} \frac{\Delta \mathcal{H}_v(+\pi/4)}{\mathcal{H}_v} \rightarrow -\frac{1}{3}. \end{cases}$$

Nous avons donc là une méthode simple de détermination de μ et de la forme de la particule diffusante.

La Fig. 4 indique les variations en fonction de θ de trois de ces quatre rapports.

II. Orientation totale

Nous n'étudierons que le cas de l'ellipsoïde aplati, totalement orienté par son seul moment induit.

Les intégrales $P_{pq}(\theta, \gamma)$. L'orientation étant supposée totale, les axes ζ des particules sont répartis dans le plan perpendiculaire au champ E_0 . Orientant E_0 suivant **OY** (horizontal) ou suivant **OZ** (vertical), désignant par ϵ l'angle que font les axes **OX** et ζ , on introduit les intégrales

$$P_{pq} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} R(\beta_1) \cos^p \epsilon \sin^q \epsilon d\epsilon.$$

Comme précédemment (I et II), $R(\beta_1)$ est le facteur d'interférence normé d'une particule dont le vecteur unitaire ζ porté par l'axe de révolution a pour composante β_1 suivant la bissectrice extérieure de l'angle d'observation.

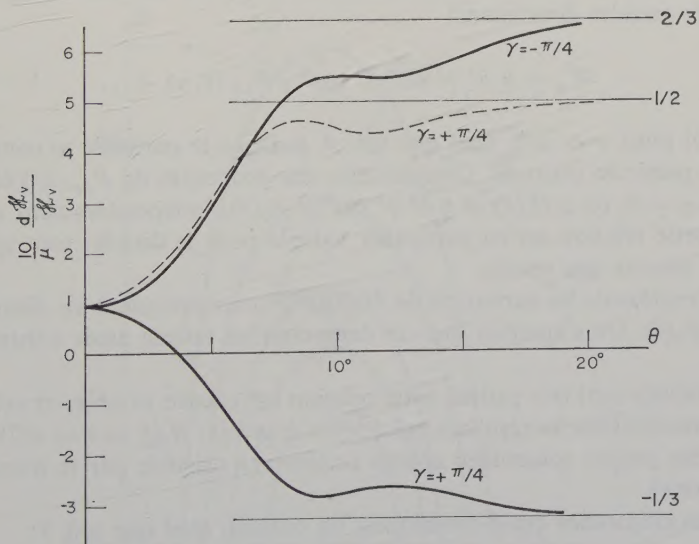


FIG. 4. Variations des intensités le long des deux branches ($\gamma = \pm \pi/4$) du diagramme de diffusion aux petits angles de la composante $\mathcal{H}_v$. La direction du champ correspond à $\gamma_E = +3\pi/4$. — Disque $4\pi R/\lambda = 50$, ---- Bâtonnet $4\pi L/\lambda = 100$.

Les développements limités écrits en (I) concernant les intégrales I_{pq} sont encore valables pour les fonctions P_{pq} , si on remplace

$$\langle \beta_1^{2k} \rangle_{p,q,r} = G_r^q J_{q+r}^{p+k}$$

par

$$\langle \beta_1^{2k} \rangle_{p,q} = 2 \sum_{j=0}^{2k} C_{2k}^j \sin^{2k-j} \frac{\theta}{2} \cos^j \frac{\theta}{2} \sin^j \gamma G_{k+(p-j)/2}^{(j+q)/2}$$

j, p, q devant être de même parité. (Les intégrales G et J ont été rappelées dans II et définies dans I).

—Si l'étude se fait aux petits angles θ , le nombre de termes à prendre en considération devient très restreint:

$$\langle \beta_1^{2k} \rangle_{2p,2q} \simeq 2 \sin^{2k} \gamma G_{k+q}^p.$$

—Si l'étude se fait dans le plan $\gamma = 0$, on a simplement

$$\langle \beta_1 \rangle_{2p,2q}^{2k} \simeq 2 \sin^{2k} \frac{\theta}{2} G_{k+p}^q;$$

Si, de plus θ est suffisamment petit, ne gardant que le premier terme ($k = 0$), $P_{2p,2q}$ s'exprime en fonction de $P_0(\theta)$, le facteur d'interférence de la sphère; si on garde également le terme suivant ($k = 1$), intervient alors la fonction $\omega P'_0(\theta)$ rappelée en (II).

Etude de $\mathcal{H}_v$. Lorsque le champ est vertical, on obtient bien $\mathcal{H}_v \equiv 0$. Par contre, lorsque le champ d'orientation est horizontal (**OY**) on obtient aux petits angles (particules de grandes dimensions)

$$\mathcal{H}_v = 9 \delta^2 \bar{\gamma}^2 \sin^2 \theta \cos^2 \gamma P_{22}(\theta, \gamma) + \dots$$

$\mathcal{H}_v$ est nul pour $\gamma = \pi/2$, quel que soit θ , puisque la particule se comporte alors comme une particule isotrope. Compte-tenu des propriétés de P_{pq} , si l'étude se fait dans le plan $\gamma = 0$, on a $H_v(\theta) \neq \frac{9}{8} \delta^2 \bar{\gamma}^2 \sin^2 \theta P_0(\theta)$, indépendamment de ω , (si ω reste fini); cette relation est en particulier valable pour le disque: tout sphéroïde se comportant comme une sphère.

La Fig. 5 représente les variations de $H_v(\theta)/\delta^2 \bar{\gamma}^2$ correspondant au disque et celles de $\frac{9}{8} \sin^2 \theta P_0(\theta)$. On s'aperçoit que ces deux courbes restent assez voisines l'une de l'autre.

Si les particules sont très petites, cette relation est encore valable, et cela, quelque soit θ (on retrouve bien les résultats précédents, à savoir: $H_v(\theta = \chi = \pi/2) = \frac{9}{8} \delta^2 \bar{\gamma}^2$, concernant les petites sphéroïdes aplatis totalement orientés par le moment induit dû à leur forme).

—Pour des ellipsoïdes quasi-sphériques, on obtient, quel que soit θ :

$$\mathcal{H}_v \neq \frac{9}{8} \delta^2 \bar{\gamma}^2 \sin^2 \theta \cos^2 \gamma \left[P_0(\theta) - \frac{3}{2} \omega \sin^2 \gamma P'_0(\theta) \right].$$

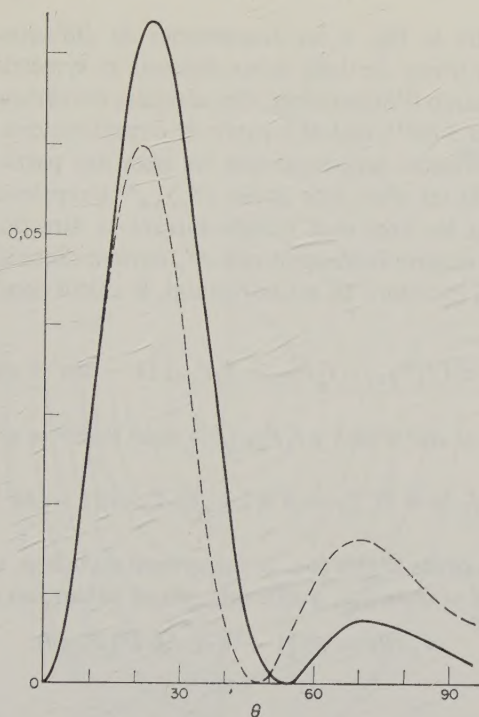


FIG. 5. Variation en fonction de θ de la composante H_v diffusée par des disques ($4\pi R/\lambda = 10$) totalement orientés autour d'un diamètre, et comparée à la fonction $\frac{3}{8} \sin^2 \theta P_0(\theta)$, où $P_0(\theta)$ est le facteur d'interférence de la sphère de même rayon. - - - - $H_v/(\gamma\delta)^2$, disque, $4\pi R/\lambda = 10$. — $\frac{3}{8} \sin^2 \theta P_0(\theta)$.

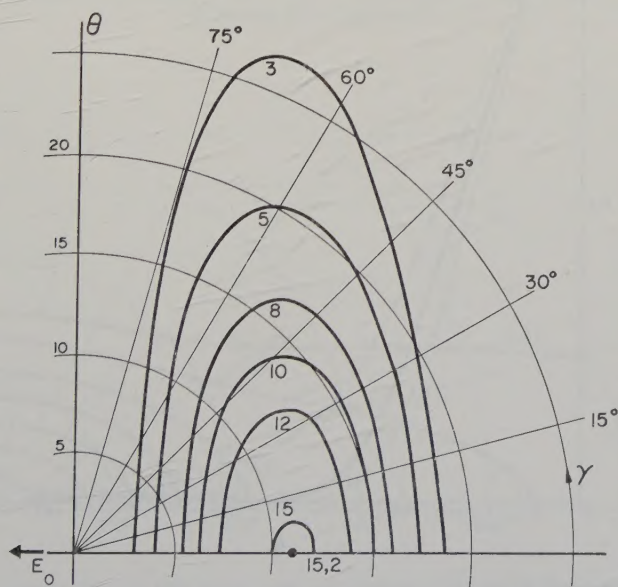


FIG. 6. Diagramme de diffusion aux petits angles ($0 \leq \gamma \leq \pi/2$) de la composante H_v correspondant à des disques totalement orientés autour d'un diamètre pour lesquels $4\pi R/\lambda = 20$, le champ étant horizontal.

Ainsi que le montre la Fig. 6 les diagrammes de diffusion aux petits angles se présentent donc sous forme de deux lobes distincts et symétriques par rapport à la aerpendiculaire au champ d'orientation. Ces résultats numériques exacts sont bien en accord avec le schéma 3 de⁽¹⁾, déduit à partir de considérations générales.

Les relations précédentes supposent que les axes des particules sont orientés au hasard dans le plan. Si tel n'est plus le cas $\langle \beta_1 \rangle_{p,q}^{2k}$ s'exprimera d'une autre façon; en particulier, si tous les axes sont dirigés suivant la direction de propagation du faisceau incident, on montre facilement que $\mathcal{H}_v$ devient alors identiquement nul.

Etude de $\mathcal{V}_v$. (1) Si le champ E_0 est horizontal, le calcul conduit à:

$$\frac{\mathcal{V}_v}{\bar{\gamma}^2} \simeq (f_1 P_{04} + f_2 P_{02} + f_3 P_{00}) (1 - \sin^2 \theta \sin^2 \gamma) \\ + \sin^2 \theta \sin^2 \gamma f_1 P_{22} (1 + \sin^2 \theta \sin^2 \gamma + \dots)$$

où

$$f_1 = 9 \delta^2, f_2 = 6 \delta(1 - \delta), f_3 = (1 - \delta)^2.$$

Nous limitant ici aux petits angles (ou, ce qui revient au même, aux petites particules), dans le plan $\gamma = 0$, si ω reste fini, quelle que soit sa valeur, on obtient:

$$V_v(\theta) = \bar{\gamma}^2 [1 + \delta + \frac{11}{8} \delta^2] P_0(\theta).$$

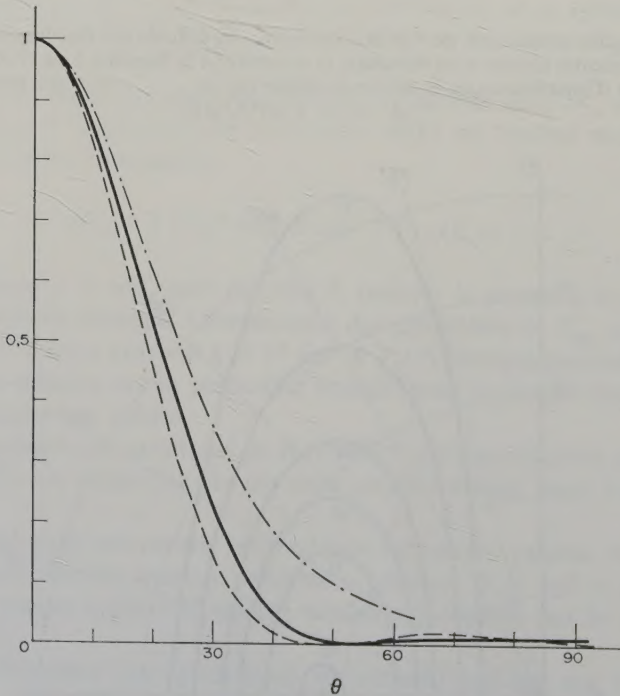


FIG. 7. Composante $V_v(\theta)$ diffusée par des disques ($4\pi R/\lambda = 10$) isotropes totalement orientés autour d'un diamètre, le champ d'orientation étant horizontal ($\gamma = 0$) ou vertical ($\gamma = 90^\circ$). Le facteur d'interférence $P_0(\theta)$ de la sphère de même rayon lui est comparée. — $P_0(\theta)$, (sphère), ---- $\gamma = 0^\circ$, - · - · - $\gamma = \pi/2$.

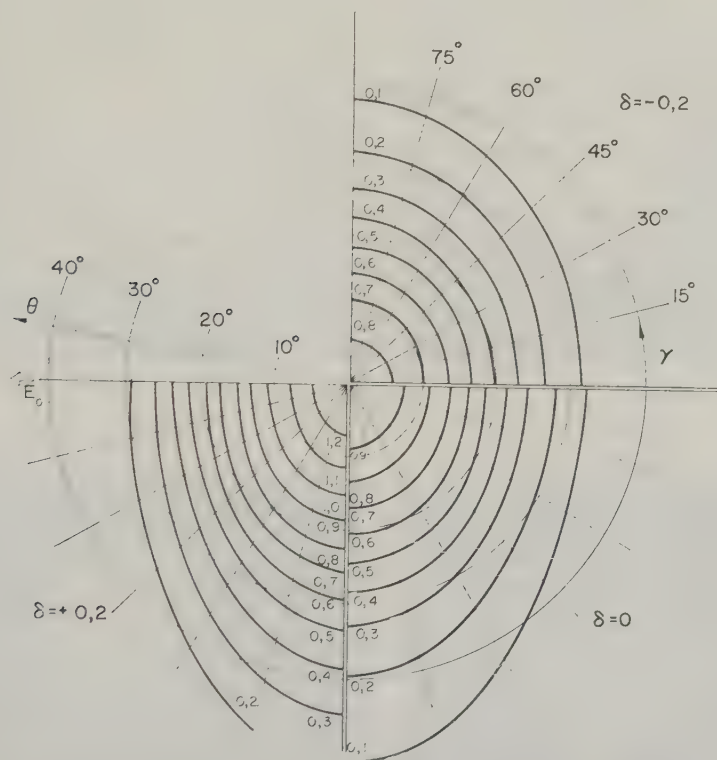


FIG. 8. Diagramme de diffusion aux petits angles ($0 \leq \gamma \leq \pi/2$) de la composante V_v correspondant à des disques totalement orientés autour d'un diamètre, pour lesquels $4\pi R/\lambda = 10$, le champ étant horizontal.

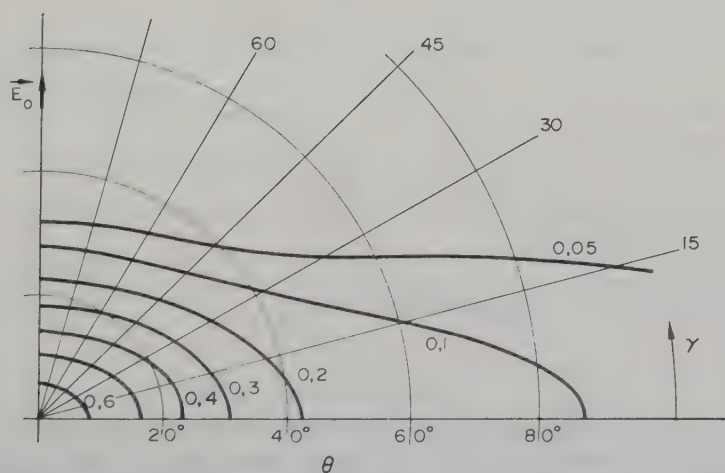


FIG. 9. Diagramme de diffusion aux petits angles ($0 \leq \gamma \leq \pi/2$) de la composante V_v correspondant à des disques totalement orientés autour d'un diamètre, pour lesquels $4\pi R/\lambda = 10$, le champ étant vertical.

Si $\delta = 0$, $V_v(\theta) \neq \bar{\gamma}^2 P_0(\theta)$, au lieu de la valeur exacte qui serait $\bar{\gamma}^2 P_{00}(\theta, 0)$. La Fig. 7 représente les variations de ces deux fonctions; on constate que, même pour des angles θ assez grands, les deux courbes restent voisines.

Si on peut admettre que $P_0(\theta) \neq 1$, on retrouve bien les résultats précédents (I), concernant les petits sphéroïdes aplatis totalement orientés par le moment induit dû à leur forme.

Nous avons représenté sur la Fig. 8 les diagrammes de $\mathcal{V}_v$ aux petits angles, pour $\delta = 0$ et $\delta = \pm 0,2$, concernant le disque de rayon R tel que $4\pi R/\lambda = 10$.

On peut noter l'effet de l'anisotropie sur la forme de ces diagrammes.

(2) Lorsque le champ E_0 est vertical, les calculs conduisent à un résultat encore plus simple: on obtient, quels que soient θ et γ :

$$\mathcal{V}_v = \bar{\gamma}^2 (1 - \delta)^2 P_{00} \left(\theta, \frac{\pi}{2} - \gamma \right) \cdot (1 - \sin^2 \theta \sin^2 \gamma).$$

Nous pouvons alors remarquer que la valeur et le signe de δ n'auront aucune influence sur la forme du diagramme de diffusion.

La Fig. 9 représente un tel diagramme, correspondant à:

$$\frac{4\pi R}{\lambda} = 10 \text{ et } \delta = +0,2.$$

Evidemment, si les particules sont suffisamment petites, on retrouve bien le résultat connu: $\mathcal{V}_v \rightarrow (1 - \delta)^2 \bar{\gamma}^2$.

(C) RESULTATS EXPERIMENTAUX

Il a été possible de tester qualitativement quelques uns des résultats théoriques développés dans cette série d'article (I,II,III). Nous présentons ici deux planches de photographies qui représentent des diagrammes de diffusion aux petits angles de la composante $\mathcal{H}_v$. Les particules utilisées ont été des monocristaux lamellaires de copolymère polyoxyéthylène-polystyrène ayant pour dimensions 5 microns.

Ces particules ont été soumises à l'action d'un champ électrique statique, dirigé horizontalement. (Fig. 10), ou à 45° (Fig. 11). Les clichés montrent que l'orientation est due à un fort moment électrique induit dans le plan des cristaux lamellaires.

Quand le champ est à 45° , on obtient un phénomène très sensible à l'orientation, puisqu'un très faible champ modifie beaucoup le diagramme H_v (Fig. 11).

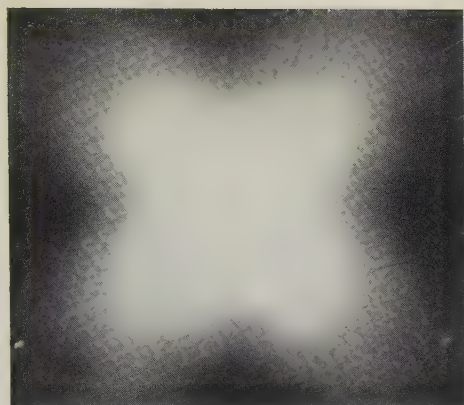
Quand le champ est horizontal, le quatrième cliché n'est pratiquement plus modifié si l'on augmente le champ jusqu'à 2500 V/cm. (Fig. 10).

Tous ces résultats sont en parfait accord avec nos résultats théoriques: on obtient bien le système de deux lobes symétriques. Le maximum d'intensité a lieu pour $\gamma = 0$ et θ voisin de 7° environ, ce qui correspond effectivement à des particules de 5 microns.

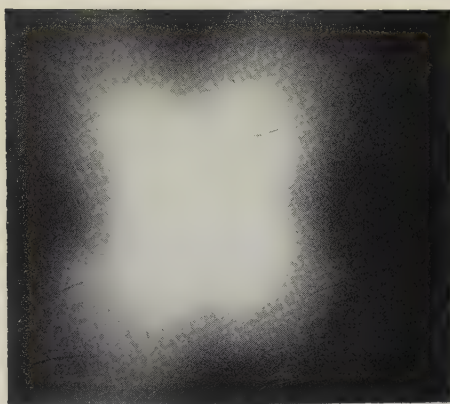
CONCLUSION

Lorsqu'on soumet une suspension de particules diffusantes à l'action d'un champ d'orientation, les diagrammes de diffusion se trouvent être modifiés. En étudiant ces modifications, il est possible de remonter à la forme des particules, à leur taille et à leur anisotropie électrique lorsque le taux d'orientation est faible.

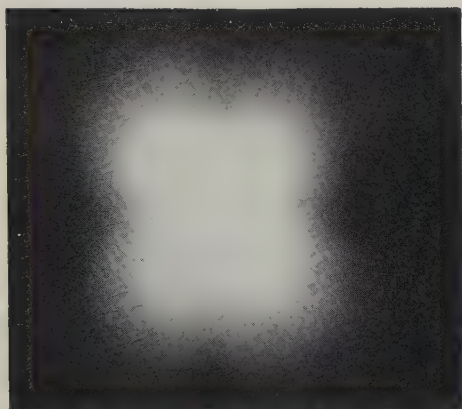
Les calculs précédents montrent donc comment il est possible d'évaluer les para-



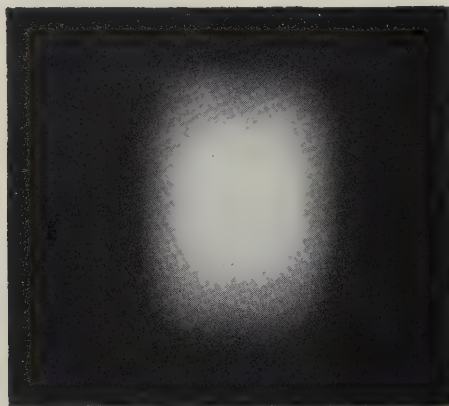
$E = 0$



$E_0 = 50 \text{ V/cm}$

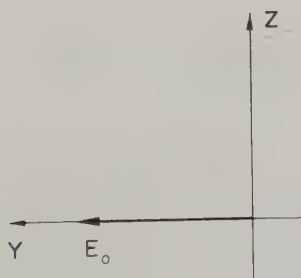


$E_0 = 100 \text{ V/cm}$



$E_0 = 300 \text{ V/cm}$

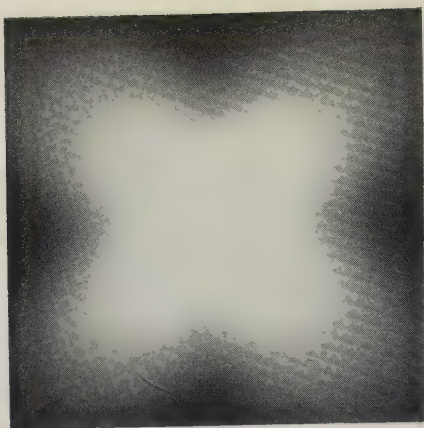
5μ



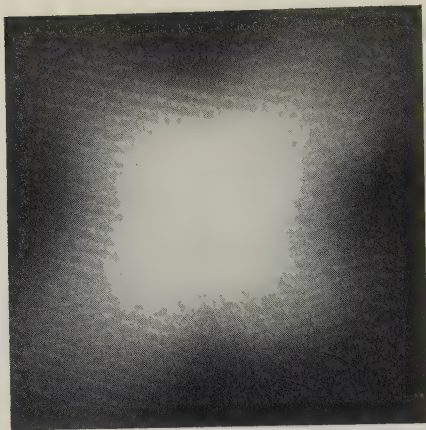
H_V

FIG. 10. Diagramme de diffusion aux petits angles de la composante H_V . Le champ électrique d'orientation est horizontal. Résultats expérimentaux sur des monocristaux de copolymère P.O.E.-P.S.

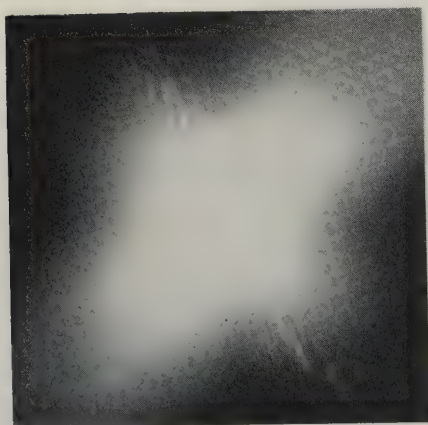
(facing page 68)



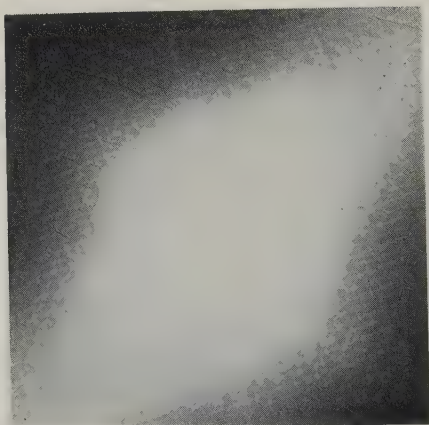
$E_0 = 0$



$E_0 = 30 \text{ V/cm}$



$E_0 = 60 \text{ V/cm}$



$E_0 = 150 \text{ V/cm}$

5μ

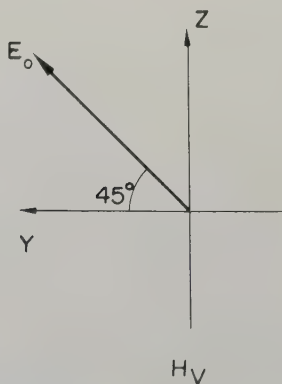


FIG. 11. Diagramme de diffusion aux petits angles de la composante H_v . Le champ électrique d'orientation est à 45° de l'horizontal. Résultats expérimentaux sur des monocristaux de copolymère P.O.E.-P.S.

mètres électriques (moments induits et permanents) de grandes particules; utilisant les diagrammes de diffusion aux petits angles, les mêmes types d'études en fonction de la fréquence du champ appliqué que ceux utilisés pour les particules isotropes plus petites (Wippler, Jennings, Stoylov) peuvent être appliqués aux grandes particules anisotropes. En particulier, nous avons mis en évidence l'existence d'un phénomène particulièrement sensible à l'orientation des particules, et qu'il serait intéressant d'étudier quantitativement.

L'étude des variations de la composante H_v diffusée par des particules anisotropes, petites ou grandes, permet de déterminer simultanément les paramètres électriques et l'anisotropie optique δ , si on la couple avec l'étude des variations de V_v , qui dépendent également de δ .

Remerciements—Nous exprimons notre gratitude à Messieurs les Professeurs H. Benoit et P. Horn pour l'intérêt qu'ils ont porté à ce travail, et leurs conseils concernant la rédaction du manuscrit.

Nous remercions également messieurs C. Picot et B. Lotz, qui nous ont permis de réaliser les clichés expérimentaux.

BIBLIOGRAPHIE

- (1) (I et II). J. C. Ravey, *Europ. Polym. J.* **8**, 937 (1972); **9**, 47 (1973).
- (2) S. Kielich, *Acta phys. pol.* **36**, 495 (1969); *Optics Communications* **1** (7), 345 (1970).
- (3) J. C. Ravey, *J. Chim. phys.* **67**, 1787 (1970). S. Premilat and P. Mazon, *J. Chim. phys.* **68**, 954 (1971).
- (4) M. Kerker, W. A. Farone and E. Matijevic, *J. opt. Soc. Am.* **53**, 758 (1963).

Abstract—The theoretical modifications of the small-angle light scattering patterns are studied, when the scattering particles are anisotropic and subjected to an electric field. Particular attention is paid to discs fully orientated round their diameter.

Sommario—Il presente articolo è consacrato allo studio teorico delle modifiche dei diagrammi di diffusione ottica ai piccoli angoli quando le particelle diffondenti sono sottoposte all'azione di un campo elettrico. Più precisamente si prende in considerazione il caso dei dischi totalmente orientati attorno ad un loro diametro.

Zusammenfassung—Die Modifikationen der Kleinwinkel-Lichtstreuung werden theoretisch untersucht für den Fall, daß die streuenden Teilchen anisotrop und einem elektrischen Feld ausgesetzt sind. Besondere Berücksichtigung finden Scheibchen, die in Bezug auf ihren Durchmesser vollständig orientiert sind.

